Die Bestimmung der Niveaudichte-Parameter von Germanium, Holmium und Tantal

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

Heinrich-Christian SOBOTTKA
aus Hamburg (Deutschland)

1969

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1970

Die Bestimmung der Niveaudichte-Parameter von Germanium, Holmium und Tantal

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

Heinrich-Christian SOBOTTKA
aus Hamburg (Deutschland)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1970

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren R. WAGNER und P. HUBER.

Basel, den 9. Dezember 1969

Prof. Dr. H. NÜESCH
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 43, Heft 6, 1970

Bestimmung der Niveaudichteparameter von Germanium, Holmium und Tantal

Abstract. Germanium, Holmium and Tantalum samples were bombarded with 14-MeV-neutrons and the resulting neutron spectra measured with a time-of-flight spectrometer. Use of a Monte Carlo computer program permitted the calculation of multiple-scattering effects.

Application of the assumptions of the Fermi-gas and superconductor model led to a level density formula which was used to calculate the (n, n')- and $(n, 2n)$-spectra. These calculations for various values of the level density parameter a were fitted to the experimental data.

As a second independent method to determine the level density parameter the Lang and Le Couteur relation was used to obtain a value for the nuclear temperature, which can be related to the density parameter a_p' of the Fermi-gas model.

The resulting values were compared with the magnitudes calculated from the shell model.

	a MeV^{-1}	a_p' MeV^{-1}
Ge	12,5 ± 0,7	12,3 ± 1,2
Ho	23,0 ± 1,7	17,4 ± 1,7
Ta	27,0 ± 2,0	22,9 ± 1,6

1. Einleitung

Die inelastische Streuung von 14-MeV-Neutronen an Germanium, Holmium und Tantal verläuft im wesentlichen über einen Zwischenkern. Der Zerfall eines solchen Compoundkerns führt in unserem Fall zu einem aus (n, n')- und $(n, 2n)$-Beiträgen zusammengesetzten Spektrum, das mit Hilfe des statistischen Modells erfasst werden kann. Dieses Neutronenspektrum wird vor allem vom Verlauf der Niveaudichte bestimmt und bietet deshalb die Möglichkeit zur Ermittlung des Niveaudichte-Parameters (Fermigas-Koeffizient).

Die Spektren der gestreuten Neutronen wurden mit der Flugzeitmethode aufgenommen. Als Zeitreferenz dienten die α-Begleitpartikel der $T(d, n)^4He$-Reaktion.

Die Analyse von Spektren mit (n, n')- und $(n, 2n)$-Anteilen erfolgte bisher in den meisten Fällen durch Vergleich mit einer von Lang und Le Couteur berechneten

[1]) Zurzeit Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, California, USA.

Neutronen-Verteilung [1]. Diese Berechnungen erfassen das bei hohen Anregungsenergien durch Emissionskaskaden entstehende Neutronenspektrum.

Unabhängig von der Lang- und Le Couteur-Analyse entwickelten wir ein Computerprogramm zur Berechnung eines zusammengesetzten Neutronenspektrums. Für die Niveaudichte bei hohen Anregungsenergien wurde ein allgemeiner Fermiansatz gewählt. Bei tiefer Anregungsenergie, d.h. unterhalb der Phasenänderungsenergie, (siehe S. 15a) wird die Niveaudichte durch das Superflüssigkeitsmodell beschrieben.

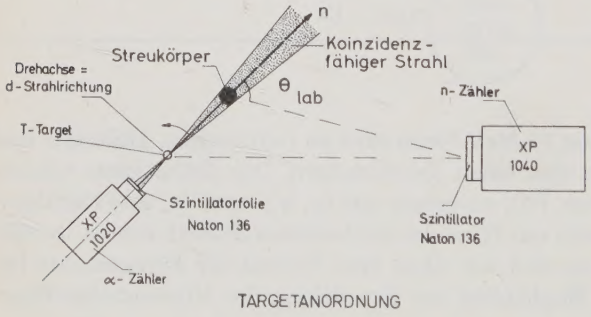
2. Experimentelle Hilfsmittel

Die Elemente Germanium, Holmium und Tantal wurden mit (14,2 ± 0,2)-MeV-Neutronen [2] bestrahlt. Zur Analyse der gestreuten Neutronen diente ein konventionelles Flugzeitspektrometer [3].

2.1 *Neutronenquelle und Detektoren*

Die auf (150 ± 2) keV beschleunigten Deuteronen treffen auf ein dickes Titan-Tritium-Target (Aktivität 0,31 Ci/cm²; Dicke 0,4 mg/cm²), das 45° zur Einfallsrichtung der Deuteronen geneigt ist.

Die bei der $T(d, n)^4He$-Reaktion erzeugten α-Begleitpartikel werden senkrecht zur Deuteronen-Richtung in einem Szintillationszähler registriert (siehe Fig. 1) und als Zeitreferenz für die Messung der Neutronenflugzeit benutzt. Die mit den α-Teilchen koinzidenzfähigen Neutronen treffen 16 cm vom Target auf einen zylindrischen Streukörper. Die Streukörperlänge beträgt im Maximum 6 cm, daraus ergibt sich ein Öffnungswinkel des koinzidenzfähigen Strahls von ± 10,5°. α-Zähler und Streukörper sind fest miteinander verbunden und um die Deuteronenrichtung (senkrecht zur Papierebene von Fig. 1) drehbar. Dadurch ist es möglich, Neutronenspektren unter verschiedenen Winkeln bei fester Position des Neutronen-Detektors aufzunehmen.



Figur 1
Targetanordnung. Die Richtung des Deuteronenstrahls verläuft senkrecht zur Bildebene.

Die vom Probekörper gestreuten Neutronen werden 150 cm vom Target entfernt in einem zylindrischen Szintillator (Naton 136, Durchmesser 10 cm, Dicke 12 mm) mit einem Photomultiplier XP 1040 detektiert.

Ein Eisenkonus (Länge 30 cm; Maximaldurchmesser 5 cm) schirmt den Neutronendetektor gegen direkt einfallende Neutronen ab. Der Neutronendetektor befindet sich in einer Abschirmung aus je 50% Paraffin und Lithiumkarbonat, um den Effekt der

von den Wänden gestreuten Neutronen zu reduzieren. Zur Verminderung des γ-Untergrundes ist der Neutronendetektor von einer 3 cm dicken Bleiabschirmung umgeben.

2.2 *Die Flugzeitmessung*

Die in der $T(d, n)^4He$-Reaktion entstehenden α-Begleitpartikel haben eine Energie von $E_\alpha = (3{,}50 \pm 0{,}20)$ MeV. Das α-Spektrum lässt sich deshalb leicht vom Untergrund trennen. Der Energiepegel des Neutronenzählers wird mit einer ^{241}Am-Quelle festgelegt und zwischen den einzelnen Messungen kontrolliert. Der intensivste γ-Übergang dieser Quelle hat eine Energie von 60 keV [4]; das entspricht bezüglich der Lichtausbeutekurve [5] einer Protonenenergie von etwa 350 keV.

Die schnellen Impulse (Zeitsignale) des α- bzw. Neutronenzählers gelangen über Tunneldioden-Diskriminatoren zum Zeit-Amplituden-Wandler (Typ: ORTEC Model 405). Die Diskriminatorpegel der Tunneldioden werden auf etwa 20% des zugehörigen Energiepegels eingestellt. Eine Korrekturstufe am Ausgang des Zeit-Amplituden-Wandlers reduziert die amplitudenabhängige Zeitverschiebung («time walk»). Die Zeitauflösung wird damit von etwa 3 ns auf weniger als 1,5 ns verbessert, bei einem dynamischen Bereich der Neutronenenergie von 45.

Die Stabilität der Messelektronik wurde mit einer Streuung von 14,2-MeV-Neutronen an Kohlenstoff getestet. Sie kann ausserdem in jedem Spektrum mit der Position und der Breite des γ-Peaks kontrolliert werden.

2.3 *Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler*

2.3.1 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des α-Zählers

Die α-Teilchen mit einer Energie von 3,5 MeV werden in einer 0,015 mm dicken Polyäthylenschicht abgebremst [6]. Mit einer 0,05 mm dicken Szintillationsfolie werden dementsprechend alle einfallenden α-Teilchen gestoppt und werden mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 100% gezählt.

2.3.2 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers ist gegeben durch das Verhältnis:

$$\eta = \frac{N_m}{N_0} \tag{1}$$

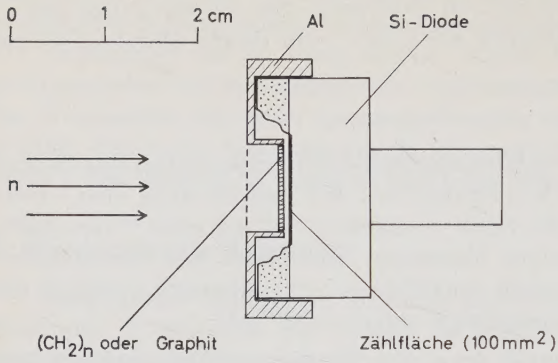
Hierin ist

N_m = die vom n-Detektor registrierte Anzahl Neutronen,
N_0 = die in den n-Detektor einfallende Anzahl Neutronen.

2.3.2a Die Bestimmung des Neutronenflusses

Der Neutronenfluss wurde aus den Spektren von Rückstossprotonen berechnet, die in einem 0,6 mm dicken Polyäthylen-Radiator $(CH_2)_n$ erzeugt wurden (siehe Fig. 2)[2]).

[2]) Hersteller: ORTEC.



Figur 2
Oberflächensperrschicht-Zähler mit Radiator.

Um den Einfluss des Kohlenstoffs im Polyäthylen zu bestimmen, wurde für jede Untergrundmessung der $(CH_2)_n$-Radiator durch einen Graphitabsorber mit gleicher Kohlenstoffkonzentration ersetzt. Die Differenz der $(CH_2)_n$- und C-Spektren ergibt das Spektrum der Rückstossprotonen (siehe Fig. 3). Dieses Rückstoss-Spektrum kann mit einem Ansatz von Seitz und Huber [7] dargestellt werden durch

$$W(E) = \frac{2\,b\,N_0\,R_0\,\sigma_t\,n}{3\,E_0}\left[\left(\frac{E}{E_0}\right)^{b-1} - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{b+1/2}\right] \tag{2}$$

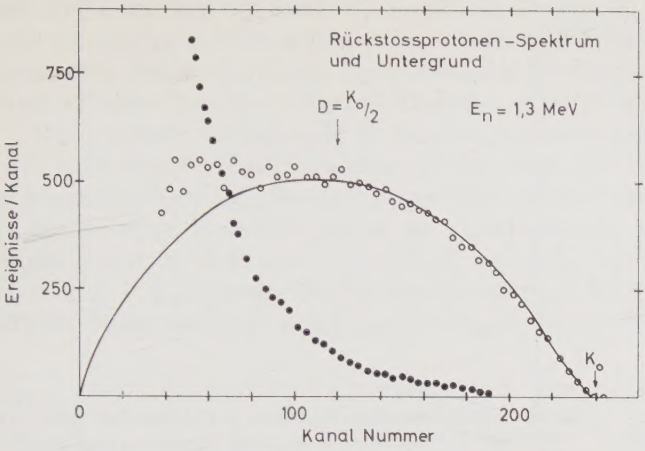
darin bedeuten:
N_0 = Totalzahl der in den Radiator einfallenden Neutronen,
σ_t = totaler n–p-Streuquerschnitt,
E_0 = maximale Rückstossprotonen-Energie,
R_0 = Reichweite der Protonen mit der Energie E_0 in $(CH_2)_n$,
n = Anzahl Protonen pro cm³ in $(CH_2)_n$.
Die Grösse b ist der Exponent in der Energie-Reichweitebeziehung:

$$R_p(E) = R_0\left(\frac{E}{E_0}\right)^b \tag{3}$$

Messungen bei verschiedenen Energien haben gezeigt, dass b im Energiebereich von 0,4 bis 15 MeV nicht konstant ist (siehe Fig. 4). Mit steigender Protonenenergie wächst b von 1,40 bei 0,4 MeV auf 1,81 bei 15 MeV. Die Reichweiten bei 16,5 und 6,14 MeV wurden von Stammbach et al. [8] gemessen. Sautter und Zimmermann [9] bestimmten den Protonen-Bremsquerschnitt von Polyäthylen zwischen 40 keV und 350 keV. Für den Bereich 350 keV bis 600 keV wurden die Bremsquerschnitte von Äthylen von Reynolds et al. [10] verwendet.
Unter Benutzung der Braggschen Summenregel lässt sich daraus der Bremsquerschnitt ε_p von Polyäthylen berechnen:

$$\varepsilon_p(CH_2) = 0{,}5\;\varepsilon_p(C_2H_4)\;. \tag{4}$$

Unterhalb von 40 keV wurde für die Energieabhängigkeit des Bremsquerschnitts $\varepsilon_p = \text{const}\;E^{1/4}$ angenommen [6]. Im Bereich zwischen 600 keV und 5 MeV sind uns



Figur 3
Rückstossprotonen-Spektrum eines dicken $(CH_2)_n$-Radiators, aufgenommen mit einer Si-Oberflächen-Sperrschichtdiode.
● Untergrund mit Graphitabsorber aufgenommen
○ Differenzspektrum
– Theoretische Kurve nach Seitz-Huber (vgl. Formel (2))

keine experimentellen Reichweiten oder Bremsquerschnitte von $(CH_2)_n$ bekannt. Wir benutzten deshalb für diesen Bereich die von Hirschfelder und Magee [11] berechneten Reichweiten.

Unter Verwendung der Energie-Reichweitebeziehung und der Isotropie der n–p-Streuung im Schwerpunktssystem kann man die Rückstossprotonenzahl oberhalb der Energie D berechnen [7]:

$$N\,(E \geqslant D) = N_0\, R_0\, \sigma_t\, n\, g(b, D/E_0) \tag{5}$$

hierin ist:

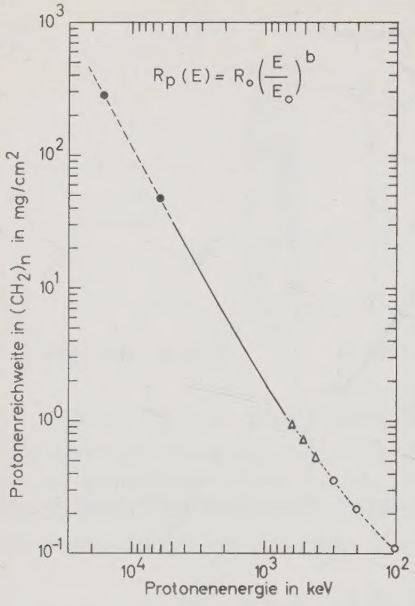
$$g(b, D/E_0) = \frac{2}{2b+3}\left\{1 - \frac{2b+3}{3}\left(\frac{D}{E_0}\right)^b + \frac{2b}{3}\left(\frac{D}{E_0}\right)^{b+3/2}\right\} \tag{5a}$$

mit:
D = Protonenenergie, oberhalb der die Rückstoss-Spektren ausgewertet werden.

Aus der Totalzahl der auf den Radiator einfallenden Neutronen N_0 und dem Raumwinkel des Radiators lässt sich der Neutronenfluss bestimmen.

2.3.2b Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit und Fehlerdiskussion

Die Neutronen im Energiebereich 0,4–1,6 MeV stammen aus der $T(p, n)^3He$-Reaktion. Neutronen mit den Energien 3,5 und 4,5 MeV wurden mit der $D(d, n)^3He$-Reaktion erzeugt. Als Target benutzten wir ein Titan-Tritium- bzw. ein Titan-Deuterium-Target (Dicke 0,1 mg/cm² bzw. 0,2 mg/cm²). Der Energieverlust der Protonen und Deuteronen im Target verursacht eine Energieverschmierung der

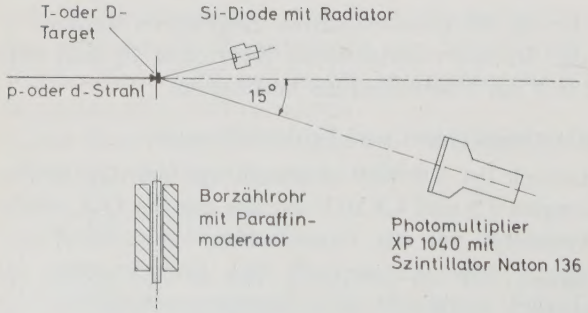


Figur 4
Reichweite von Protonen in Polyäthylen.
● Reichweitemessung von Stammbach et al. [8]
– Berechnete Reichweiten von Hirschfelder und Magee [11]
△ Aus Bremsquerschnitten von Äthylen gemessen von Reynolds et al. [10]
⊙ Aus Bremsquerschnitten von Polyäthylen, gemessen von Sautter und Zimmermann [9]

Neutronen [12]. Der prozentuale Betrag dieser Energieunsicherheit ist in Tabelle I (Spalte 2) für die Neutronenenergien 0,5; 1,5; 4,5 MeV angegeben. In den anderen Spalten der Tabelle I sind die weiter unten diskutierten Messfehler aufgeführt.

Um den Neutronenzähler nicht mit der Diode abzudecken, wurden Neutronenzähler und Diode symmetrisch (15°) zum Protonen- bzw. Deuteronenstrahl aufgestellt (siehe Fig. 5). Der Radiatordurchmesser beträgt 9 mm; der Targetfleck hat einen Durchmesser von 4 mm. Damit ergibt sich ein Öffnungswinkel von 6°, der eine weitere Energieverschmierung der Neutronen zur Folge hat (siehe Tabelle I, Spalte 3). Als Neutronenmonitor diente ein Borzählrohr mit einem Paraffinmoderator (Long Counter). Die auf Totzeit korrigierte Zählrate des Long Counters diente als Referenz für die Effekt- und Untergrundmessungen.

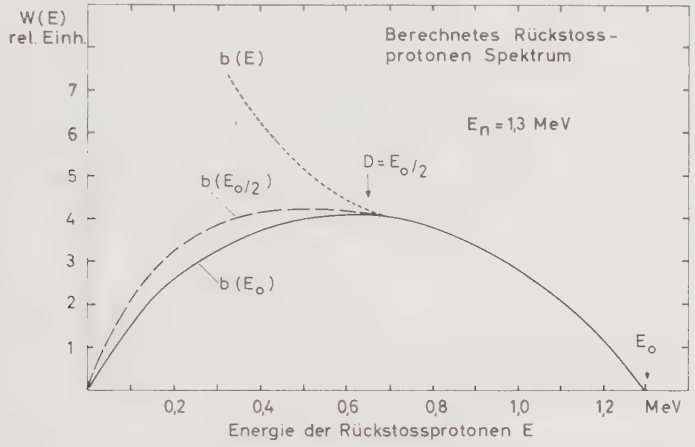
Für die Bestimmung der Zahl der in den Radiator einfallenden Neutronen aus der Beziehung (5) wählten wir die Schwelle $D = E_0/2$. Im Protonen-Rückstoss-



Figur 5
Geometrie für die Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit.

Spektrum entspricht der Kanal K_0 der Maximalenergie E_0 (siehe Fig. 3). Dieser Endkanal wurde durch Anpassung der theoretischen Beziehung (2) an die experimentell bestimmten Punkte festgelegt. Die prozentuale Unsicherheit in der Bestimmung der Maximalenergie bzw. des Endkanals überträgt sich auf die Festlegung der Schwelle D.

Die oberhalb der Schwelle D registrierte Gesamtzahl von Rückstossprotonen $N\ (E \geqslant D)$ wurde mit der Gleichung (5) berechnet. Für die Grösse $b(E)$ wurde dabei der konstante Wert $b(E_0)$ gewählt. Diese Wahl ist gerechtfertigt durch die Anpassung der theoretischen Beziehung (2) an die experimentellen Punkte, die für energieabhängige $b(E)$, für konstante b $(D \geqslant E_0/2)$ und $b(E_0)$ durchgeführt wurde. Über der Schwelle $D \geqslant E_0/2$ konnte das Rückstoss-Spektrum durch alle drei b-Ansätze innerhalb der Messgenauigkeit gleich gut wiedergegeben werden (siehe Fig. 6).



Figur 6
Das nach Seitz und Huber berechnete Rückstossprotonenspektrum (2)

$$W(E) \propto \left[\left(\frac{E}{E_0}\right)^{b-1} - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{b+1/2}\right]$$

für verschiedene b-Ansätze: – – – – $b(E)$; — — $b(E_0/2)$; —— $b(E_0)$.

Die Unsicherheit in der Festlegung der Schwelle D führt zu einem Fehler in der Bestimmung der Zahl der Rückstossprotonen $N\ (E \geqslant D)$ (vgl. Tabelle I, Spalte 4), der wesentlich grösser ist als der statistische Fehler (vgl. Tabelle I, Spalte 5).

Der Fehler der Reichweite rührt ebenfalls von der Energieunsicherheit der maximalen Protonenenergie her (vgl. Tabelle I, Spalte 6). Der totale n–p-Streuquerschnitt wurde aus der von Gammel [13] angegebenen Beziehung berechnet. Diese halbtheoretischen Werte weichen von experimentellen Daten bis zu Energien von 15 MeV weniger als 0,5% ab. Die Unsicherheit des Reichweite-Exponenten b bewirkt im Ausdruck $g(b)$ der Gleichung (5) einen Fehler, der für alle gemessenen Energien kleiner als 0,3% ist.

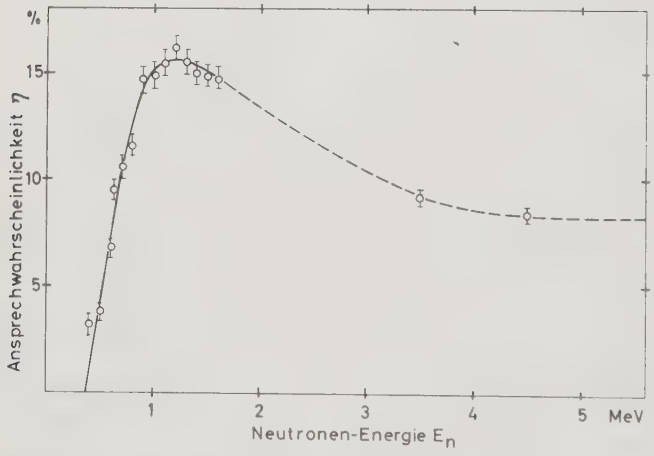
Die Zahl der Rückstossprotonen, die durch Untergrund-Neutronen und γ-Quanten entstehen, kann im Vergleich zur Anzahl der durch direkte Neutronen erzeugten Rückstossprotonen vernachlässigt werden.

Tabelle I
Messgenauigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit

E_n	$\frac{\Delta E_n}{E_n}$	$\frac{\Delta E_n}{E_n}$	$\frac{\Delta N(D)}{N(D)}$	$\frac{\Delta N}{N}$	$\frac{\Delta R_0}{R_0}$	$\frac{\Delta N_0}{N_0}$	$\frac{\Delta N_m}{N_m}$	$\frac{\Delta \eta_{rel}}{\eta_{rel}}$	$\frac{\Delta \eta_{abs}}{\eta_{abs}}$
[MeV]	Target	Öffnungs-winkel		Statistik			n, γ Korrektur		
	%	%	%	%	%	%	%	%	%
0,5	1,2	3,8	7,5	2,0	2	8,0	3,2	8,6	8,9
1,5	0,3	2,5	1,5	0,5	1	1,9	1,0	2,1	2,9
4,5	0,4	1,3	1	0,5	1	1,5	2,7	3,1	3,7

$\frac{\Delta \sigma_t}{\sigma_t} \approx 0{,}5\%$ $\frac{\Delta g}{g} \approx 0{,}3\%$ $\frac{\Delta \Omega}{\Omega} \approx 2\%$

Die Zählrate des Neutronendetektors wird durch gestreute Neutronen und γ-Quanten verfälscht. Um den Einfluss der an den Wänden gestreuten Neutronen und der dort entstehenden γ-Quanten festzustellen, wurde der Neutronendetektor durch



Figur 7
Die Ansprechwahrscheinlichkeit η des Neutronendetektors.
$\bar{\varrho}$ Messpunkte, Fehler siehe Diskussion im Text
— Theoretische Kurve nach W. R. Jackson et al. [14]

einen Eisenkonus und einen Bleiquader gegenüber dem Target abgeschirmt. Dieser Untergrund verändert die Ansprechwahrscheinlichkeit vor allem im Bereich 0,4 0,8 MeV, er wurde deshalb nur in diesem Bereich berücksichtigt.

Die in Targetnähe erzeugten γ-Quanten sind durch Rechnung abgeschätzt worden. Diese Korrektur und der statistische Fehler der Zählrate sind klein gegen die Unsicherheit, die von den gestreuten Neutronen herrührt.

Der Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit η setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen: dem Fehler der im Neutronendetektor registrierten Anzahl Neutronen und

dem Fehler der Bestimmung des Neutronenflusses. Die Spalten 9 und 10 der Tabelle I geben die prozentualen Fehler des relativen Verlaufs bzw. der absoluten Werte der Ansprechwahrscheinlichkeit an.

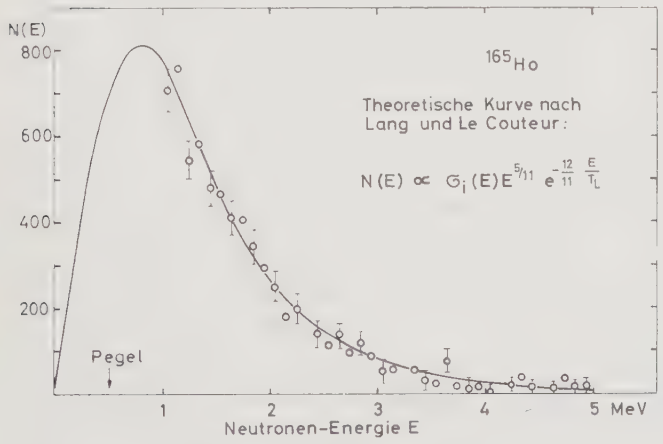
3. Auswertung der Messungen

Die 14,2-MeV-Neutronen wurden an Germanium-, Holmium- und Tantalzylindern unter 45°, 90° und 135° gestreut. Die Germaniumzylinder bestanden aus einem natürlichen Gemisch der fünf stabilen Germaniumisotope. Die Streukörperdimensionen sind in Tabelle III angegeben.

Zu jedem Streuspektrum wurde ein Untergrundspektrum aufgenommen. Nach Subtraktion des Untergrundes erfolgte die Umrechnung des Zeitspektrums in ein Energiespektrum unter Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronendetektors. Ein Beispiel für ein solches Neutronenspektrum ist in Figur 8 dargestellt.

Die Korrektur für die Mehrfachstreuung der Neutronen in den zylindrischen Probekörpern wurde mit einem Monte-Carlo-Computer-Programm durchgeführt [3]. Die Neutronen können folgende Reaktionen auslösen:

$$(n, n),\ (n, n'),\ (n, 2n);\quad (n, \alpha),\ (n, p),\ (n, \gamma)$$



Figur 8
Typisches Neutronenspektrum nach Subtraktion des Untergrundes.
○ Messpunkte (mit statistischen Fehlern)

Zur Berechnung des Verdampfungsspektrums müssen vor allem die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte für die neutronenproduzierenden Reaktionen im Energiebereich 0,4–15 MeV möglichst genau bekannt sein. Die hierfür benötigten Daten erhielten wir z. T. vom ENEA Neutron Data Compilation Centre (91, Gif-sur-Yvette, France). Unbekannte Wirkungsquerschnitte wurden berechnet oder abgeschätzt [15] [16]. Bei der inelastischen Streuung oberhalb 1.3 MeV wurde für das

Spektrum der (n, n')-Reaktion eine Weisskopf-Verteilung, für dasjenige der $(n, 2n)$-Reaktion eine Lang- und Le Couteur-Verteilung verwendet (vgl. Abschnitt 4). Diese Verteilungen enthalten als Parameter die Kerntemperatur T, die experimentell bestimmt wurde. Die Schwellenenergien für die verschiedenen Reaktionen entnahmen wir der Arbeit von Mattauch [17].

Den Einfluss des endlich grossen Streukörpers auf das Verdampfungsspektrum erfassen wir mit dem Korrekturfaktor $C(E)$:

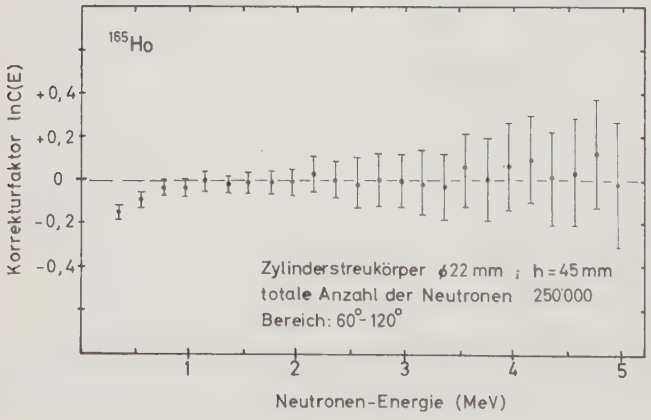
$$C(E) = \frac{N_0(E)}{N(E)} \tag{6}$$

Dabei bedeuten:

$N_0(E)$: das Neutronenspektrum, das nur die Wechselwirkung der Neutronen mit einem einzigen Kern berücksichtigt (infinitesimal kleiner Streukörper),

$N(E)$: das mit dem Monte-Carlo-Programm berechnete Neutronenspektrum für den im Experiment benutzten Streukörper (Dimensionen siehe Tabelle III).

Für die Bestimmung der Neutronen-Spektren mit dem Monte-Carlo-Programm wurde das Verhalten von $2{,}5 \cdot 10^5$ in den Streukörper eindringenden Neutronen untersucht. Die berechneten Neutronenspektren zeigen eine schwache Winkelabhängigkeit, deshalb wurden für die Bestimmung des Korrekturfaktors $C(E)$ nur Neutronen gewählt, die in den experimentell untersuchten Winkelbereich 60°–120° hineingestreut werden.



Figur 9
Der Faktor $C(E)$ für die Mehrfachstreukorrektur (logarithmische Darstellung). Die angegebenen Fehler entstehen durch die Statistik der berechneten Spektren.

Die Mehrfachstreukorrektur ist in dem für die Auswertung wichtigen Bereich von 0,9–4,0 MeV nahezu konstant (siehe Fig. 9); deshalb hat sie auf die Auswertung praktisch keinen Einfluss. Die Monte-Carlo-Rechnungen wurden nur für Holmium durchgeführt. Die Streukörper-Dimensionen der übrigen Probekörper Germanium und Tantal sind nur wenig grösser als die des Holmiums. Die Zahl der Streuzentren pro cm^3 und die Streuquerschnitte sind hingegen kleiner bzw. gleich gross wie beim Holmium

(siehe Tabelle II). Es sind deshalb für Germanium und Tantal eher kleinere Mehrfachstreukorrekturen zu erwarten als beim Holmium.

Tabelle II

Element	ϱ	σ_{tot}	Bindungsenergie[a] E_{B_1}	E_{B_2}	Paarungsenergie[b] $P(Z)$	$P(N)$	E_{ph}	E_{min}	T_s berechnet	T zwischen 3–6 MeV gemessen
	[g/cm³]	[b]	[MeV]	[MeV]	[MeV]		[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]
$_{32}$Ge [c]	5,35	3,5	10,39	17,94	−1,36	−1,53	8,85	0,73	0,87	
$^{165}_{67}Ho_{98}$	8,78	5,4	8,12	14,35	0	−0,87	4,59	0,55	0,63	0,68[d]) 0,62[e])
$^{181}_{73}Ta_{108}$	8,75	5,4	7,64	14,41	0	−0,73	3,82	0,56	0,43	0,56[e])

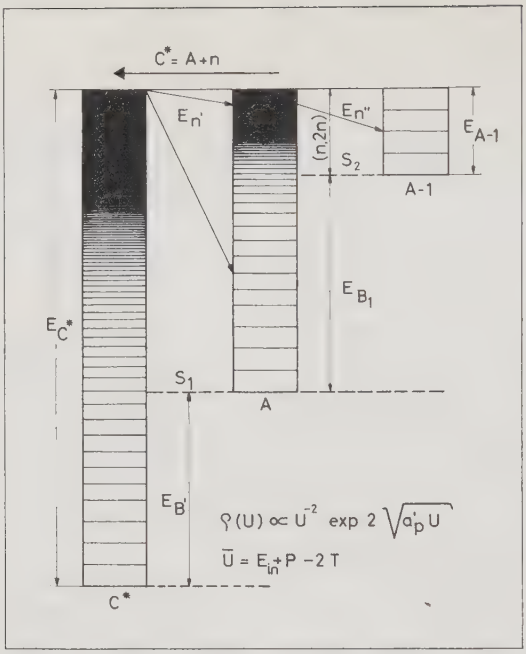
[a]) König et al. [42]; [b]) Gilbert, Cameron [23]; [c]) Die Werte sind für das natürliche Isotopengemisch gemittelt; [d]) Fasoli et al. [30]; [e]) Owens, Towle [35].

4. Theoretische Grundlagen für die Bestimmung der Niveaudichte-Parameter

Die inelastische Streuung von 14,2-MeV-Neutronen an Germanium, Holmium und Tantal-Kernen kann durch zwei Reaktionsmechanismen beschrieben werden: durch die Bildung und den Zerfall eines hochangeregten Zwischenkerns (Compoundkerns) und durch die direkte Wechselwirkung [18]. Die direkten Beiträge setzen sich im wesentlichen aus Kollektivanregungen und «knock-out»-Prozessen zusammen. Die dabei emittierten Neutronen haben eine asymmetrische Winkelverteilung. Mit zunehmender Einfallsenergie der Neutronen werden die direkten Prozesse wahrscheinlicher als die Compoundkern-Reaktionen. Um den Anteil der direkten Beiträge ungefähr abschätzen zu können, haben wir die Neutronenspektren unter verschiedenen Winkeln aufgenommen.

4.1 *Zerfall des Compoundkerns*

Die Emission eines Neutrons aus dem auf $E_{C^*} \approx 20$ MeV angeregten Zwischenkern C^* (vgl. Fig. 10) kann den Targetkern im Grundzustand zurücklassen (compoundelastische Streuung). Sie hat ebenso wie die form-(shape)-elastische Streuung keinen Einfluss auf die Bestimmung der Niveaudichte-Parameter und beide werden deshalb nicht weiter untersucht. Andererseits kann die Emission von Neutronen zu angeregten Zuständen des Targetkerns führen. Bei den von uns untersuchten Kernen ist die mittlere Niveaudistanz im allgemeinen kleiner als das Auflösungsvermögen der Flugzeitapparatur. Die meisten Übergänge führen jedoch in das Kontinuum, d.h. in das Gebiet sehr dicht liegender, sich überlappender Niveaux. Wir erhalten praktisch ein kontinuierliches Verdampfungsspektrum, das sich in unserem Fall aus zwei Stufen (siehe Fig. 10) zusammensetzt. Ein grosser Teil der Übergänge der ersten Stufe führt zu Anregungsenergien, die grösser sind als die Bindungsenergie E_B (vgl. Tabelle II) des letzten Neutrons, so dass die Emission eines zweiten Neutrons nachfolgen kann. Die



Figur 10
Neutronenemission aus dem Compoundkern C^*.
A Massenzahl des Targetkerns
$E_{B'}$ bzw. E_{B_1} Bindungsenergien des letzten Neutrons (siehe Tabelle II)
S_1 1. Stufe: Übergänge von E_{C^*} in Niveaux des Targetkerns A
S_2 2. Stufe: Übergänge von A nach $A-1$
$\varrho(U)$ Fermigas-Niveaudichte mit U als Anregungsenergie des Kerns und a'_p als Niveaudichteparameter

Überlagerung beider Stufen ergibt das gemessene Spektrum. Die $(n, 3n)$-Schwellen der drei untersuchten Elemente liegen alle über der Neutronen-Einschussenergie E_{in} von 14,2 MeV.

Unter der Voraussetzung, dass die Lebensdauer des Zwischenkerns genügend gross ist, um eine statistische Verteilung der Anregungsenergie auf alle Nukleonen zu ermöglichen, kann der Zerfall des Compoundkerns mit der statistischen Theorie behandelt werden.

Statistische Theorie

Mit der statistischen Theorie [19] lässt sich das Energiespektrum der emittierten Neutronen beschreiben:

$$N(E)\,dE = \text{const.}\,\sigma_i(E)\,E\,\varrho(E^*)\,dE\,. \tag{7}$$

Hierin bedeuten:

E = die Energie des emittierten Neutrons;

σ_i = der Querschnitt der inversen Reaktion, d.h. der Querschnitt für die Absorption eines Neutrons der Energie E. Für diese Querschnitte wurden die von Lindner [20] mit einem nicht lokalen optischen Potential berechneten Absorptionsquerschnitte verwendet.

$\varrho(E^*)$ = die Niveaudichte des Endkerns bei der Anregungsenergie E^*.

Unter der Voraussetzung eines Zwei-Fermionen-Gases mit konstanter Einteilchen-Niveaudichte (unter Berücksichtigung der Drehimpulse [18]) lässt sich die Niveaudichte schreiben als

$$\varrho(E^*) \propto E^{*-2} \exp 2\sqrt{a' E^*} . \tag{8}$$

Die Grösse a' bezeichnet man als Niveaudichte-Parameter. Es hat sich gezeigt, dass die Niveaudichte ausser von der Anregungsenergie E^* und der Massenzahl A von der Gerad- oder Ungeradzahligkeit der Nukleonen im Kern abhängt [21]. Dieser Paarungseffekt wird in Anlehnung an T. D. Newton [22] durch eine Verschiebung des Grundzustandes des Kerns um den Betrag der Paarungsenergie P berücksichtigt («Shifted Fermigas Model»)

$$P = P(Z) + P(N) . \tag{9}$$

Für ungerade Protonen- bzw. Neutronenzahlen verschwinden $P(Z)$ bzw. $P(N)$; für gerade Z und N sind die Paarungsenergien aus Massendefekten von Cameron [23] berechnet worden.

Anstelle der Anregungsenergie E^* benutzt man deshalb die effektive Anregungsenergie:

$$U = E^* + P(Z) + P(N) \tag{10}$$

und erhält dann für die Niveaudichte:

$$\varrho(U) = k_j U^{-2} \exp 2\sqrt{a'_p U} . \tag{11}$$

Der Index p beim Dichteparameter soll die Korrektur auf Paarungseffekte andeuten. Für die Bestimmung des Niveaudichteparameters braucht die Grösse k_j nicht explizit bekannt zu sein. Die in Figur 11 dargestellte Niveaudichte wurde für Germanium mit einem halbempirisch bestimmten k_j nach Facchini und Saetta-Menichella [24] berechnet. In Analogie zur statistischen Mechanik definiert man die Kerntemperatur T durch

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dU} \ln \varrho(U) . \tag{12}$$

Der Zusammenhang zwischen der Kerntemperatur und dem Niveaudichteparameter ist durch die Dichtefunktion (siehe Beziehung (11)) festgelegt:

$$a_p' = U \left(\frac{1}{T} + \frac{2}{U} \right)^2 . \tag{13}$$

Da der Dichteparameter a'_p konstant angenommen wird, folgt aus (13), dass die Kerntemperatur T von der Anregungsenergie U abhängt. Die Energieabhängigkeit der

Niveaudichte wird im wesentlichen von dem Exponentialfaktor bestimmt; man vereinfacht (11) und (13) oft zu:

$$\varrho(U) = \text{const. } \exp 2\sqrt{a_p\, U} \tag{14}$$

und

$$a_p = \frac{U}{T^2} \tag{15}$$

Nimmt man jedoch an, dass in dem betrachteten Energiebereich die Kerntemperatur durch eine Temperatur T_w angenähert werden kann, so ergibt sich:

$$\varrho(E^*) \propto \exp \frac{E^*}{T_w} \tag{16}$$

Diese Form der Energieabhängigkeit wird in der Literatur oft als die Weisskopf-Form [25] bezeichnet. Das Weisskopf-Spektrum bildet bei Lang und Le Couteur [26] [1] die Grundlage für die Beschreibung der Neutronenspektren von sehr hoch angeregten Kernen, bei denen die Emission vieler Neutronen möglich ist. Die Überlagerung der Einzelspektren konnten Lang und Le Couteur durch die Verteilung:

$$N(E) = \text{const. } \sigma_i(E)\; E^{5/11} \exp - \frac{12\,E}{11\,T_L} \tag{17}$$

gut approximieren. Hierin bedeutet T_L die konstant angenommene Kerntemperatur.

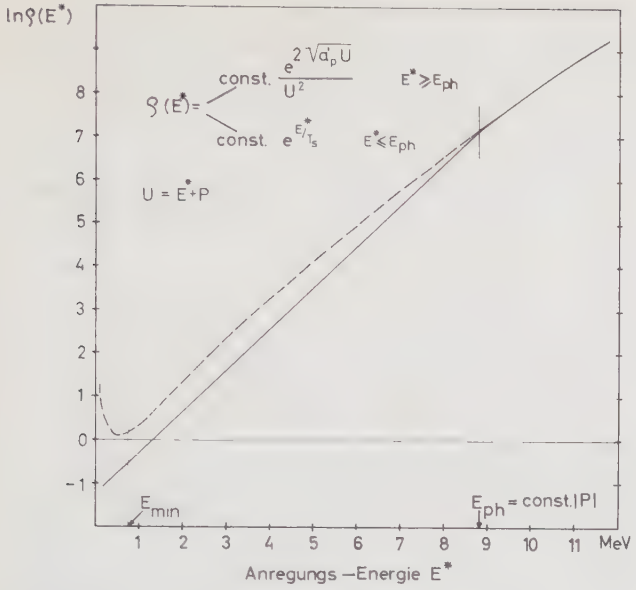
Für ein Verdampfungsspektrum, das sich nur aus (n, n')- und $(n, 2\,n)$-Beiträgen zusammensetzt, stellt die Lang- und Le Couteur-Beziehung eine grobe Näherung dar. Wir haben deshalb versucht, mit Hilfe des Fermionen-Ansatzes (11) das zweistufige Spektrum zu konstruieren. Dabei traten für kleine Anregungsenergien Schwierigkeiten auf, da in diesem Energiebereich die Niveaux nicht mehr mit einer Dichtefunktion vom Typ (11) beschrieben werden können (siehe Fig. 11).

Das Superflüssigkeits-Modell

Die mit dem Fermiansatz bestimmte Niveaudichte ist nur bis zu einer Grenzenergie E_{ph} gültig, darunter muss ein neuer Verlauf in Übereinstimmung mit experimentellen Daten konstruiert werden [27]. Die Grenzenergie E_{ph} wurde mit dem Superflüssigkeitsmodell berechnet. Dieses Modell erfasst die Wechselwirkung von Nukleonen bei gerader Protonen- oder/und Neutronenzahl. Sano und Yamasaki [28] berechneten für ein Einfermionen-System die Übergangsenergie E_{ph} von der superflüssigen in die normale Phase. Bei diesem Übergang gehen alle Beziehungen in die entsprechenden Relationen des «Shifted Fermigas Model» über. Die Energieverschiebung wird deshalb mit dem im Fermigasmodell als Korrektur eingeführten Begriff der Paarungsenergie gekoppelt. Das ermöglicht eine Berechnung der Phasenänderungsenergie E_{ph} ohne explizite Kenntnis der gap-Energie.

Zur Bestimmung der Phasenänderungsenergie benutzten wir die Berechnungen von Lewandowski [29], die entsprechend wie bei Sano und Yamasaki für ein Zweifermionen-System durchgeführt wurden. Nach Lewandowski ist die Übergangsenergie im Falle einer geraden Protonen- bzw. Neutronenzahl

$$E_{ph} = 5{,}23\,|P| \tag{18}$$



Figur 11

Die logarithmische Darstellung der Niveaudichte (am Beispiel von Germanium) als Funktion der Anregungsenergie E^*.

Die ausgezogene Kurve zeigt den Niveaudichte-Verlauf, der für die Berechnung des zweikomponentigen Neutronenspektrums benutzt wurde. Er setzt sich zusammen aus:

einem einfachen EXPONENTIALANSATZ im Bereich zwischen der Minimalenergie E_{min} und der Phasenänderungsenergie E_{ph},

der FERMIGAS-DICHTEFUNKTION (siehe Relation (11)), die für Anregungsenergien grösser als E_{ph} verwendet wurde. Dieser Dichteansatz ist im Bereich unterhalb von E_{ph} – wo seine Gültigkeit eingeschränkt ist – gestrichelt gezeichnet.

und für gerade Protonen- und Neutronenzahl

$$E_{ph} = 3{,}12\,|P|\,. \tag{19}$$

Mit Hilfe der Beziehung (18) berechneten wir die Phasenänderungsenergie für die gerad-ungeraden Kerne Holmium und Tantal. Zur Bestimmung der Übergangsenergie für das vorwiegend gerad-gerade Isotopengemisch von Germanium wurde die Relation (19) benutzt.

Unterhalb der Übergangsenergie E_{ph} verwendeten wir einen einfachen Exponentialansatz, der das Gebiet bis zur kleinsten Anregungsenergie des Kerns beschreibt. In der logarithmischen Darstellung ergibt sich dann für diesen Bereich eine Gerade, deren Steigung ein Mass für die Kerntemperatur im superflüssigen Bereich ist. Dieser Ansatz ist gerechtfertigt, da aus Experimenten [30] und theoretischen Überlegungen [31] bekannt ist, dass sich die Kerntemperatur im superflüssigen Bereich nur schwach ändert.

Die minimale Anregungsenergie E_{min} wurde aus dem tiefsten Niveau bestimmt, die zugehörige Niveaudichte durch Abzählen der Niveaux im Bereich von Null bis 1 MeV. Für Energien kleiner als E_{min} wurde die Rechnung abgebrochen.

Das zweistufige Neutronenspektrum

Für die Berechnung des Neutronen-Spektrums wurde ein Computer-Programm entwickelt, das die beiden Stufen (siehe Fig. 10) getrennt bestimmt [32].

Die erste Stufe lässt sich mit einem Spektrum von der Form

$$N(E)\,dE = \text{const.}\ \sigma_i(E)\ E\ \varrho(E^*)\,dE \tag{7}$$

beschreiben. Als Dichteansatz verwendeten wir dabei die zusammengesetzte Form (siehe Fig. 11):

$$\varrho(E^*) = \begin{cases} \text{const.}\ U^{-2} \exp 2\sqrt{a\,U} & E^* \geqslant E_{ph} \\ \text{const.}\ \exp E^*/T_s & E^* \leqslant E_{ph} \end{cases} \tag{20}$$

mit

$$U = E^* + P\,.$$

Im normalen Bereich, also oberhalb der Phasenänderungsenergie E_{ph}, wurde der Fermiansatz (12) benutzt, der durch den Niveaudichteparameter a_p' festgelegt ist. Zwischen der minimalen Anregungsenergie E_{min} und der Phasenänderungsenergie E_{ph}, also für den superflüssigen Bereich, wurde die (konstante) Kerntemperatur T_s berechnet. Diese Temperatur ist bei festem E_{min} und E_{ph} nur noch von dem Niveaudichteparameter a abhängig. Bei Wahl eines a ist damit die Niveaudichte im ganzen Anregungsbereich bestimmt.

Führt die Emission des ersten Neutrons zu einer Anregungsenergie des Targetkerns, die höher liegt als die Bindungsenergie des letzten Neutrons, so besteht die Möglichkeit zur Emission eines zweiten Neutrons. Die Anregungsenergien E_{A-1} des dadurch entstehenden $(A-1)$-Kerns liegen wesentlich tiefer als beim Target-Kern A (siehe Fig. 10). Bei den von uns untersuchten Kernen beträgt die maximale Anregungsenergie des $(A-1)$-Kerns für Germanium etwa 4 MeV und für Holmium 6 MeV und Tantal etwa 7 MeV. Das Neutronenspektrum der zweiten Stufe kann als Summe von Teilspektren erfasst werden. Diese Teilspektren enthalten die Emissionsbeiträge von schmalen Energieintervallen aus dem Anregungsbereich des Kerns A.

Das gesamte Neutronenspektrum erhält man durch Addition der Spektren der ersten und der zweiten Stufe. Das resultierende Spektrum lässt sich nicht mehr geschlossen darstellen.

5. Messergebnisse und Diskussion

Die Bestimmung der Niveaudichteparameter aus den experimentell gewonnenen Spektren erfolgte auf zwei unabhängige Arten:

1. Das Neutronenspektrum wurde mit einem Dichteansatz berechnet, der auf dem Superflüssigkeits- und dem Fermigasmodell basiert (siehe Abschnitt 4). In dieser Rechnung tritt als freier Parameter nur der Niveaudichtekoeffizient auf. Durch Anpassung des mit Hilfe eines Computer-Programmes [32] berechneten Neutronenspektrums an die experimentellen Daten im Bereich von 1,0 bis 3,5 MeV ermittelten wir den Niveaudichte-Parameter. Aus dem Verlauf von χ^2 folgt, dass sich der Niveaudichteparameter a auf etwa 6–8% angeben lässt. Die mit dem besten a-Wert berech-

nete Kerntemperatur T_s für den superflüssigen Bereich beträgt z.B. für Holmium $T_s = 0{,}63$ MeV. Dieser Wert stimmt gut mit den Messungen von Fasoli et al. [30] überein, die im Energiebereich 3–6 MeV (also im superflüssigen Gebiet) $T = 0{,}68 \pm 0{,}03$ MeV gemessen haben (siehe Tabelle II).

2. Die zweite Bestimmung der Niveaudichteparameter erfolgte durch Anpassung der Lang- und Le Couteur-Beziehung (18) an die experimentellen Daten.

Die logarithmische Darstellung dieser Spektren:

$$\frac{11}{12} \ln \frac{N(E)}{E^{5/11}\,\sigma_i} = -\frac{1}{T_L} E \tag{21}$$

ergibt eine Gerade mit der Steigung $-1/T_L$ (siehe Fig. 12, 14 und 16). Für den inversen Querschnitt wurde dabei der von Lindner [20] mit dem optischen Modell berechnete Absorptionsquerschnitt benutzt. Mit Hilfe der Zustandsgleichungen (13) und (15) bestimmten wir die Niveaudichteparameter a_p und a'_p, wobei die feste Anregungsenergie $\bar{U} = E_{in} + P - 2\,T_L$ gewählt wurde. Mit einem χ^2-Test wurde festgestellt, ob sich im ganzen Bereich überhaupt eine einzige Gerade anpassen lässt. Beim Germanium zeigte sich, dass der Messbereich aufgeteilt werden muss (siehe Fig. 12). Bei Neutronen-Energien unterhalb von $E = (E_{in} - E_{B_1})$ enthält das Spektrum Anteile aus beiden Stufen; hier wurde, wie bisher üblich die Lang- und Le Couteur-Darstellung (21) angepasst. Oberhalb dieser Energie erhalten wir ein reines (n, n')-Spektrum, das mit einem Weisskopf-Ansatz (16) beschrieben werden kann. Die aus diesem Teil des Spektrums bestimmte Kerntemperatur T_W weicht von der Temperatur T_L ab. Zur Bestimmung des Niveaudichteparameters aus der Weisskopf-Form wählten wir eine mittlere Anregungsenergie von 9 MeV.

Die Bindungsenergien des letzten Neutrons für Holmium und Tantal sind wesentlich kleiner als beim Germanium (siehe Fig. 14 und 16), so dass wir im ganzen Messbereich eine Überlagerung beider Stufen erhalten. Die Bestimmung der Kerntemperatur nach Weisskopf ist deshalb nicht möglich. Die Ergebnisse der Analyse nach Lang und Le Couteur sind in der Tabelle III zusammengestellt. Der auf diese Weise bestimmte Niveaudichteparameter von Tantal $a'_p = (22{,}8 \pm 1{,}5)\,\mathrm{MeV}^{-1}$ stimmt innerhalb der Fehlerschranken mit dem von Salnikov et al. [33] bestimmten Wert $a'_p = 20{,}9\,\mathrm{MeV}^{-1}$ überein.

Bei den in der Tabelle III angegebenen Resultaten sind die statistischen Fehler berücksichtigt. Die Mehrfachstreuung der Neutronen im Streukörper wurde für Holmium mit der Monte-Carlo-Rechnung (siehe Abschnitt 3) ermittelt. Es zeigte sich, dass diese Korrektur vernachlässigt werden kann. Das folgt u.a. auch aus den Messungen an zwei Germanium-Streukörpern mit verschiedenem Durchmesser.

Die aus den Messungen an den beiden Germanium-Streukörpern folgenden Niveaudichteparameter sind innerhalb der Messgenauigkeit nicht voneinander zu trennen (siehe Tabelle III). Der Anteil von direkten Beiträgen wurde mit Neutronenspektren bestimmt, die unter drei Winkeln (45°, 90° und 135°) aufgenommen wurden. Hier zeigte sich sowohl für Germanium als auch für Holmium eine leichte Vergrösserung der Niveaudichteparameter mit zunehmendem Winkel. Die Änderung ist jedoch kleiner als Seth et al. [34] sie für Eisen und einige weitere Elemente beobachtet haben. Für die weitere Diskussion werden stets die unter 90° aufgenommenen Werte betrachtet.

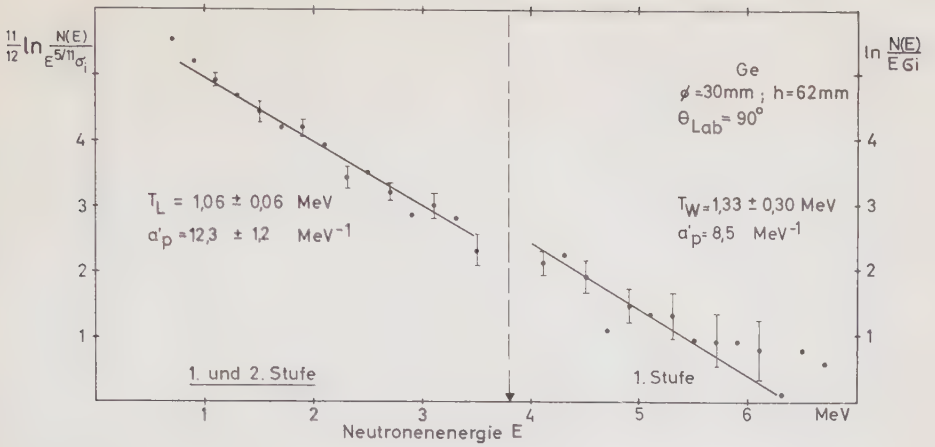
Tabelle III
Niveaudichte-Parameter

Element	Zylinder-dimensionen		Streu-winkel	Fermigas- und Superflüssigkeits-Modell		Modell konstanter Kerntemperatur		
	Ø mm	h mm	θ_{Lab}	$a \pm \Delta a$ [MeV^{-1}]		$T_L \pm \Delta T_L$ [MeV]	$a_p \pm \Delta a_p$ [MeV^{-1}]	$a'_p \pm \Delta a'_p$ [MeV^{-1}]
$_{32}$Ge	20	60	90°			1,07 ± 0,06	8,0 ± 1,0	12,1 ± 1,2
			45°			1,14 ± 0,06	6,9 ± 0,8	10,9 ± 1,0
	30	62	90°	12,5	0,7	1,06 ± 0,06	8,2 ± 1,0	12,3 ± 1,2
			135°			1,03 ± 0,08	8,7 ± 1,5	13,1 ± 1,8
$^{165}_{67}$Ho$_{98}$			45°			0,99 ± 0,06	11,5 ± 1,5	16,0 ± 1,8
	22	45	90°	23,0	1,7	0,94 ± 0,05	13,0 ± 1,5	17,4 ± 1,7
			135°			0,90 ± 0,05	14,2 ± 1,7	18,9 ± 2,0
$^{181}_{73}$Ta$_{108}$	30	60	90°	27,0	2,0	0,82 ± 0,03	17,7 ± 1,4	22,9 ± 1,6

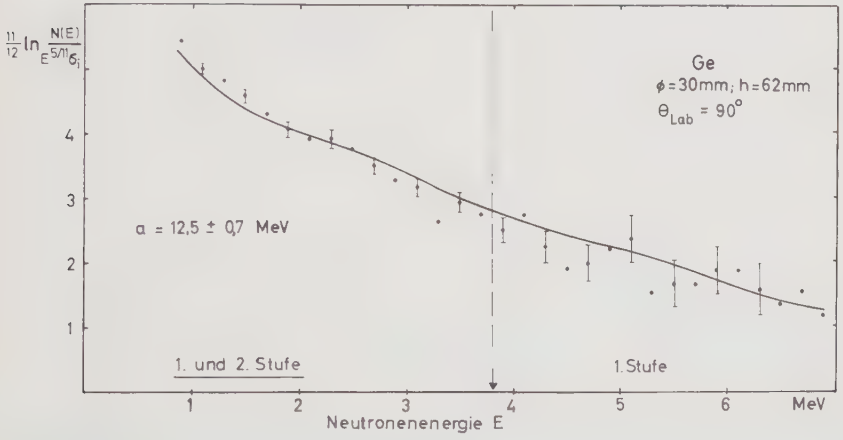
Ein erstes Kriterium für die Anwendbarkeit der Lang- und Le Couteur-Beziehung lässt sich aus der logarithmischen Darstellung (21) der Spektren ablesen: diese sollten eine lineare Abhängigkeit von der Energie aufweisen. Das ist bei den von uns gemessenen Elementen recht gut erfüllt (siehe Fig. 12, 14 und 16). Um aus der Kerntemperatur T_L den Niveaudichteparameter zu bestimmen, benötigt man eine Zustandsgleichung, in der man ausserdem eine feste Anregungsenergie wählen muss (siehe oben). Da die Lang- und Le Couteur-Beziehung auf dem Weisskopf-Spektrum basiert, muss zur Ermittlung der a-Werte die Zustandsgleichung $a_p = U/T^2$ verwendet werden. Der mit der Zweistufenrechnung bestimmte a-Wert beruht auf dem allgemeinen Dichteansatz $\varrho(U) \propto U^{-2} \exp 2\sqrt{a'_p U}$ (11). Für diesen Dichteparameter gilt deshalb die Zustandsgleichung $a'_p \quad U\,(1/T + 2/U)^2$ (13). Um die beiden Niveaudichteparameter vergleichen zu können, muss deshalb der Lang- und Le Couteur-Dichteparameter a_p auf a'_p umgerechnet werden. Diese Umrechnung erfolgt gewöhnlich durch Einsetzen der Temperatur T_L in die Zustandsgleichung (13). Dieses Verfahren ist bei hohen Anregungsenergien erlaubt, weil dann die Zustandsgleichung (13) in die einfache Form (15) übergeht. Die Umrechnung der Kerntemperatur in einen Niveaudichteparameter erfolgt bei der mittleren Energie $\bar{U}$. Die Verallgemeinerung dieses Niveaudichteparameters auf den ganzen Bereich der Anregungsenergie ist deshalb vom Fermi-gas Modell her fragwürdig.

Der Vergleich zwischen dem auf diese Weise bestimmten Lang- und Le Couteur-Dichteparameter a'_p und dem mit der Zweistufen-Rechnung erhaltenen a-Wert zeigt, dass beide Niveaudichteparameter für Germanium innerhalb der Messgenauigkeit gut übereinstimmen. Bei Holmium und Tantal sind die mit dem zweistufigen Spektrum angepassten a-Werte grösser als die entsprechenden aus der Lang- und Le-Couteur-Beziehung erhaltenen Dichteparameter a'_p (siehe Tabelle III).

R. O. Owens und J. H. Towle [35] haben die Niveaudichteparameter von Holmium und Tantal bei einer Einschussenergie der Neutronen von 5,0; 6,0 und 7,0 MeV, also unterhalb der $(n, 2n)$-Schwelle, mit Hilfe des Fermiansatzes (11) bestimmt. Ihre Werte liegen ebenfalls tiefer als die von uns mit dem zweistufigen Spektrum be-

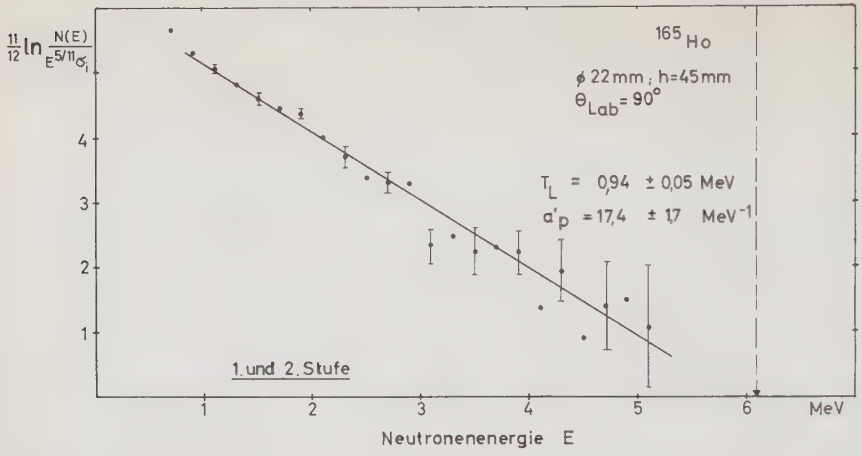


Figur 12
Die logarithmische Darstellung des Germaniumspektrums. Die gestrichelte Linie entspricht der Energie $E = E_{in} - E_{B_1}$ (E_{in}: Einschussenergie; E_{B_1}: Bindungsenergie des letzten Neutrons). Unterhalb dieser Energie wurde die Lang- und Le Couteur-Gerade mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt. Im oberen Bereich erfolgte die Auswertung mit dem Weisskopf-Spektrum (siehe rechte Ordinate).

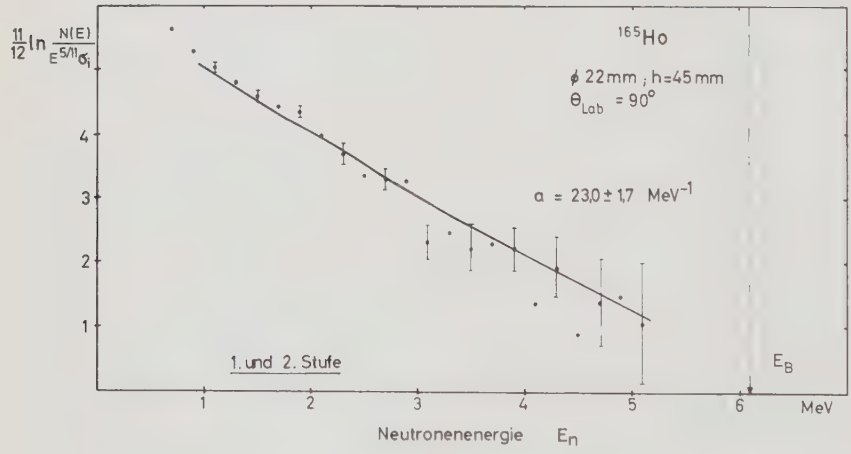


Figur 13
Die logarithmische Darstellung des Germaniumspektrums. Als Ordinate wurde zum Vergleich mit Figur 12 der Lang- und Le Couteur-Ausdruck (21) gewählt. Die eingezeichnete Kurve wurde mit dem Fermigas- und Superflüssigkeitsmodell berechnet. Die gestrichelte Linie entspricht der Energie $E = E_{in} - E_{B_1}$ (E_{in}: Einschussenergie; E_{B_1}: Bindungsenergie des letzten Neutrons).

stimmten a-Werte. Owens und Towle weisen darauf hin, dass bei deformierten Kernen (wie Holmium und Tantal) die Voraussetzungen des Modells unabhängiger Fermiteilchen nicht mehr gelten. In deformierten Kernen bewirkt die Restwechselwirkung eine Verschiebung der Energieniveaux in Richtung auf den Grundzustand, so

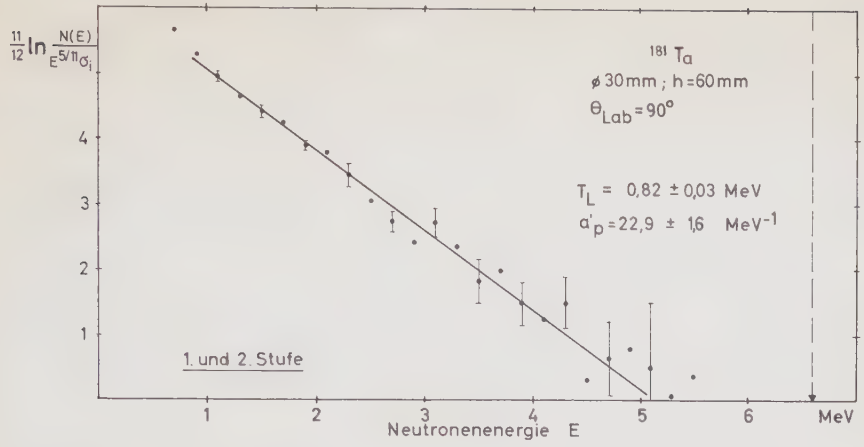


Figur 14
Die logarithmische Darstellung des Holmium-Spektrums. Die Lang- und Le Couteur-Gerade wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die gestrichelte Linie entspricht der Energie $E = E_{in} - E_{B_1}$ (E_{in}: Einschussenergie; E_{B_1}: Bindungsenergie des letzten Neutrons).

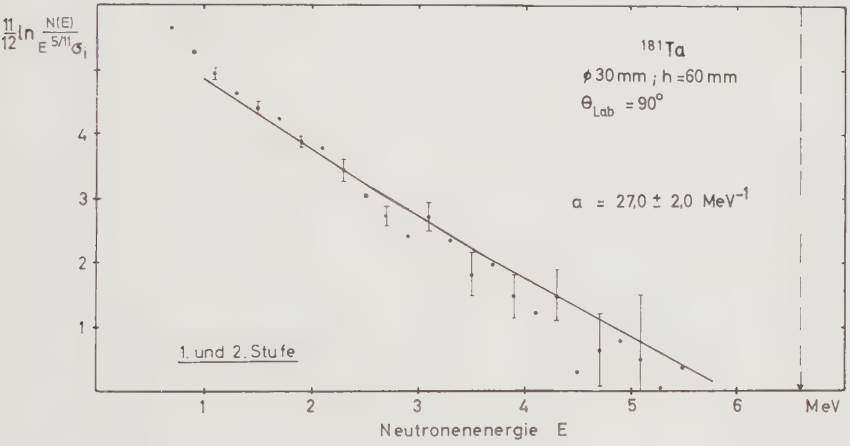


Figur 15
Die logarithmische Darstellung des Holmium-Spektrums. Als Ordinate wurde zum Vergleich mit Figur 14 der Lang- und Le Couteur-Ausdruck (21) gewählt. Die eingezeichnete Kurve wurde mit dem Fermigas- und Superflüssigkeitsmodell berechnet. Die gestrichelte Linie entspricht der Energie $E = E_{in} - E_{B_1}$ (E_{in}: Einschussenergie; E_{B_1}: Bindungsenergie des letzten Neutrons).

dass die Niveaudichte im Vergleich zu den Aussagen des «independent particle model» grösser ist. Das wurde u.a. mit der Resonanzstreuung von langsamen Neutronen an deformierten Kernen bestätigt. In der Berechnung des zweistufigen Spektrums verwendeten wir einen Dichteansatz, der unter Verwendung des Superflüssigkeitsmodells die Restwechselwirkung von Nukleonen berücksichtigen soll. Es scheint des-



Figur 16
Die logarithmische Darstellung des Tantal-Spektrums. Die Lang- und Le Couteur-Gerade wurde mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die gestrichelte Linie entspricht der Energie $E = E_{in} - E_{B_1}$ (E_{in}: Einschussenergie; E_{B_1}: Bindungsenergie des letzten Neutrons).



Figur 17
Die logarithmische Darstellung des Tantal-Spektrums. Als Ordinate wurde zum Vergleich mit Figur 16 der Lang- und Le Couteur-Ausdruck (21) gewählt. Die eingezeichnete Kurve wurde mit dem Fermigas-Superflüssigkeitsmodell berechnet. Die gestrichelte Linie entspricht der Energie $E = E_{in} - E_{B_1}$ (E_{in}: Einschussenergie; E_{B_1}: Bindungsenergie des letzten Neutrons).

halb, dass diese Dichtefunktion den Verlauf der Niveaudichte besser beschreibt als ein allein auf dem statistischen Modell beruhender Dichteansatz.

Die experimentell bestimmten Niveaudichteparameter können mit Voraussagen des Schalenmodells verglichen werden. T. D. Newton [22] bestimmte die mittlere Dichte von Einteilchenzuständen aus dem von Klinkenberg [36] angegebenen Niveauschema für Einteilchenzustände. Darin werden Gruppen von $(2j + 1)$ Zu-

ständen zusammengefasst, die durch einen grösseren Abstand $d \propto A^{-2/3}$ getrennt sind. Angenähert gilt deshalb:

$$a = 2\,\alpha\,(j_N + j_Z + 1)\,A^{2/3} \tag{22}$$

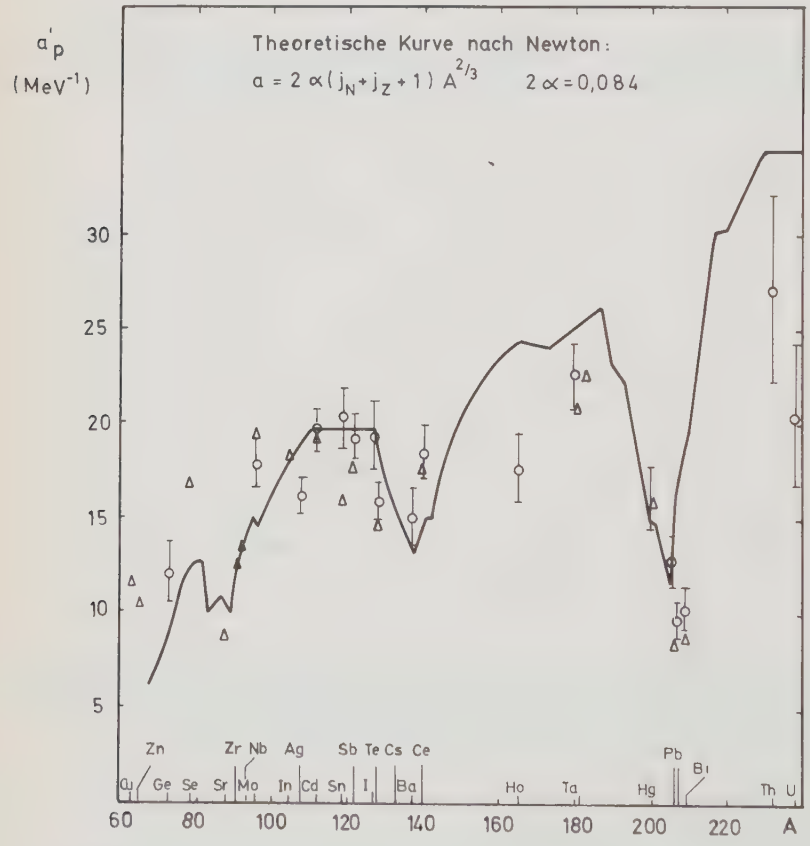
dabei bedeuten:

A = die Massenzahl;

j_N und j_Z = die Drehimpuls-Mittelwerte der Neutronen- und Protonenzustände bei der Fermienergie;

$2\,\alpha$ = eine Konstante, die empirisch bestimmt werden muss.

In Figur 18 sind einige mit der Streuung von 14-MeV-Neutronen bestimmte Niveaudichteparameter a'_p in Abhängigkeit von der Massenzahl dargestellt. Die Newton-Beziehung lässt sich mit einem Wert von $2\,\alpha = 0{,}084$ anpassen. Abweichungen



Figur 18

Der Niveaudichteparameter a'_p als Funktion der Massenzahl A. Die eingezeichneten Messpunkte stammen aus der inelastischen Streuung von 14 MeV-Neutronen: ○ Basler Werte [3] [38], △ Salnikov [33] und Anufrienko [37]; die durchgezogene Kurve wurde nach dem Ansatz von T. D. Newton [22] für einen Wert $2\,\alpha = 0{,}084$ an die Messpunkte angepasst.

von den Voraussagen der Newton-Beziehung sind zu erwarten, da diese Relation das Verhalten des Niveaudichteparameters (bei abgeschlossenen Schalen) nur qualitativ wiedergeben kann. In der Tabelle IV sind einige $2a$-Werte zusammengefasst, die aus der Anpassung von Resonanzdaten langsamer Neutronen und aus den Ergebnissen der inelastischen Streuung schneller Neutronen gefunden wurden.

Tabelle IV

Autor	Bestimmung des Niveaudichteparameters: a	$2a$
T. D. Newton [22]	Resonanzstreuung thermischer Neutronen: a aus Niveauabständen	0,062
D. W. Lang [39]	a aus hochenergetischen Neutronenkaskaden, inelastischer Neutronenstreuung, Reaktionen mit schweren Ionen, Reaktionen mit geladenen Teilchen	0,075
D. B. Thomson [40]	Streuung von 7-MeV-Neutronen: $a = U\,(1/T + 2/U)^2$	0,102
S. G. Buccino et al. [41]	Streuung von 4–6,5 MeV-Neutronen: $a = U\,(1/T + 2/U)^2$	0,075
K. K. Seth et al. [34]	Streuung von 6-MeV-Neutronen: $a = U/T^2$	0,075
Anufrienko [37] Salnikov [33] Basler Werte [38]	Streuung von 14-MeV-Neutronen: $a = U\,(1/T + 2/U)^2$	0,084

Wir möchten Frau M. Seiler-Coster für ihre Ratschläge beim Schreiben der Computer-Programme unsern Dank aussprechen. Herrn Dr. Z. Lewandowski vom Instytut Fizyki Jadrowej in Krakau, Polen, danken wir sehr herzlich für sein intensives Interesse an dieser Arbeit und für seine wesentlichen Diskussionsbeiträge. Die Arbeit erhielt die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds, Bern, und der Stiftung Volkswagenwerk, Hannover.

Der Holmium-Streukörper wurde uns vom Oak-Ridge National Laboratory, Tennessee, USA, zur Verfügung gestellt. Den Tantal-Streukörper schenkte die Firma CIBA AG, Basel.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] K. J. Le Couteur und D. W. Lang, Nucl. Phys. *13*, 32 (1959).
[2] J. L. Fowler and J. E. Brolley, Rev. Mod. Phys. *28*, 103 (1956).
[3] P. Boschung, St. Gagneux, B. Hoop, P. Huber, Z. Lewandowski und R. Wagner, Helv. phys. Acta *42*, 225 (1969).
[4] Radiological Health Handbook, U.S. Department of Health, Education and Welfare (1960).
[5] M. Gettner und W. Selove, Rev. Sci. Instr. *31*, 450 (1960).
[6] W. Whaling, *Energy Loss of Charged Particles in Matter*, in: *Neues Handbuch der Physik 34*, 193 (1958); J. B. Marion und F. C. Young, *Nuclear Reaction Analysis* (1968).
[7] J. Seitz und P. Huber, Helv. phys. Acta *28*, 240 (1955).
[8] Th. Stammbach, S. E. Darden, P. Huber und I. Sick, Helv. phys. Acta *40*, 915 (1967).
[9] C. A. Sautter und E. J. Zimmermann, Phys. Rev. *140A*, 490 (1965).
[10] H. K. Reynolds, D. N. F. Dunbar, W. A. Wenzel und W. Whaling, Phys. Rev. *92*, 742 (1953).
[11] J. O. Hirschfelder und J. L. Magee, Phys. Rev. *73*, 207 (1948).

[12] J. H. Coon, *Fast Neutron Physics*, Part I, 677 (1960), ed. J. B. Marion und J. L. Fowler.
[13] J. L. Gammel, *Fast Neutron Physics*, Part II, 2185 (1963), ed. J. B. Marion und J. L. Fowler.
[14] W. R. Jackson et al., Nucl. Instr. Meth. *55*, 349 (1967).
[15] Nucl. Data Sheets, Nat. Acad. of Science, Washington D.C.
[16] W. S. Emmerich, *Fast Neutron Physics*, Part II, 1057 (1963), ed. J. B. Marion und J. L. Fowler.
[17] J. H. E. Mattauch, W. Thiele und A. H. Wapstra, Nucl. Phys. *67*, 1 und 32 (1965).
[18] M. Bormann und H. Neuert, Fortschr. d. Phys. *11*, 277 (1963); N. Cindro, Rev. Mod. Phys. *38*, 391 (1966); P. E. Hodgson, EANDC (UK) 76 AL.
[19] T. Ericson, Adv. Phys. *9*, 425 (1960); R. Batchelor, Proc. of the Internat. Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerpen 1965, ed. M. Nève de Mévergnies, P. Van Assche und J. Vervier; K. J. Le Couteur, in: *Nuclear Reactions*, p. 318, ed. P. M. Endt und M. Demeur; E. Vogt, *Advances in Nuclear Physics*, Vol. 1, p. 261, ed. M. Baranger und E. Vogt; E. Sheldon, *Nuclear Level Densities*, Four Talks given at the ORNL (May 1962).
[20] A. Lindner, EANDC (E) 'U' (1966).
[21] M. Bormann, Nucl. Phys. *65*, 257 (1965).
[22] T. D. Newton, Canad. J. Phys. *34*, 804 (1956).
[23] A. Gilbert und A. G. W. Cameron, Canad. J. Phys. *43*, 1446 (1965).
[24] U. Facchini und E. Saetta-Menichella, Energia Nucleare *15*, 54 (1968).
[25] V. Weisskopf, Phys. Rev. *52*, 295 (1937).
[26] K. J. Le Couteur, Phys. Soc. Proc. *65A*, 718 (1952).
[27] Tables of the Isotopes, U.S. Department of Health, Education and Welfare (1960).
[28] M. Sano und S. Yamasaki, Prog. Theor. Phys. *29*, 397 (1963).
[29] Z. Lewandowski, private Mitteilung, Veröffentlichung erscheint demnächst.
[30] U. Fasoli, D. Toniolo, F. Sambo, G. Zago und L. Zuffi, Comitato Nazionale Energia Nucleare Doc. CEC (69) 12.
[31] H. K. Vonach, R. Vandenbosch und J. R. Huizenga, Nucl. Phys. *60*, 70 (1964).
[32] J. Schacher et al., Veröffentlichung erscheint demnächst in den Helv. phys. Acta.
[33] O. A. Salnikov et al., Soviet Phys. JNP *4*, 831 (1967).
[34] K. K. Seth, R. M. Wilenzick und T. A. Griffy, Phys. Lett. *11*, 308 (1964).
[35] R. O. Owens und J. H. Towle, Nucl. Phys. *A112*, 337 (1968).
[36] P. F. A. Klinkenberg, Revs. Mod. Phys. *24*, 63 (1952).
[37] V. B. Anufrienko et al., Soviet Phys. JNP *2*, 589 (1966).
[38] R. Plattner, P. Huber, C. Poppelbaum und R. Wagner, Helv. phys. Acta *36*, 1059 (1963).
[39] D. W. Lang, Nucl. Phys. *26*, 434 (1961).
[40] D. B. Thomson, Phys. Rev. *129*, 1649 (1963).
[41] S. G. Buccino, C. E. Hollandsworth, H. W. Lewis und P. R. Bevington, Nucl. Phys. *60*, 17 (1964).
[42] L. A. König, J. H. E. Mattauch und A. H. Wapstra, Nucl. Phys. *31*, 18 (1962).

Curriculum vitae

Am 7. Februar 1940 wurde ich, HEINRICH-CHRISTIAN SOBOTTKA, deutscher Staatsangehöriger, als Sohn des Verwaltungsjuristen Heinrich Sobottka und der Margarethe geborene Putensen in Hamburg geboren.

Von 1946 bis 1959 besuchte ich die Grundschule und das Heinrich-Hertz-Gymnasium in Hamburg. Nach dem Abitur begann ich an der Universität Hamburg mit dem Physikstudium. Bis zum Vordiplom in Experimentalphysik im Frühjahr 1962 blieb ich in Hamburg. Zum Wintersemester 1962/63 kam ich zur Fortsetzung des Studiums nach Basel. Hier machte ich unter der Anleitung von Herrn Prof. Dr. P. Huber das Diplomexamen. Anschliessend begann ich mit den Arbeiten zu der vorliegenden Dissertation, die unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. R. Wagner entstand.

Für meine wissenschaftliche Ausbildung danke ich den Herren Professoren: W. Collatz, P. Jordan, C. Meyer, A. Nast, H. Neuert, H. Remy, E. Sperner und C. F. von Weizsacker in Hamburg und K. Alder, E. Baldinger, E. Baumgartner, P. Diehl, P. Huber, P. Scherrer, H. R. Striebel und R. Wagner in Basel.